

РЕГИСТРАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ  
ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

М. П. Калашников, В. К. Ляшцевский, Ю. А. Михайлов,  
В. А. Прорвич, А. В. Роде, А. В. Сатори, Г. В. Склизов,  
С. И. Федотов

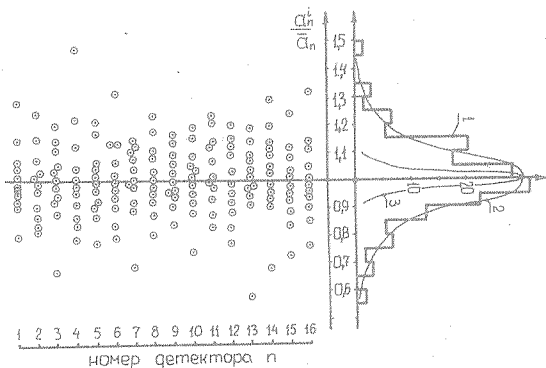
УДК 537.531:621.039.66

Измерения с помощью 16-канального спитиляцион-ного спектрометра показали, что для плоских мишеней при  $q = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в диапазоне энергий электронов 0,7–3 МэВ их полная энергия составляет  $10^{-8} E_L$ . Для оболочечных сферических мишеней при  $q = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в диапазоне 0,5–1 МэВ их полная энергия  $10^{-9} E_L$ .

При использовании лазерного излучения с плотностью мощности больше  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> для нагрева мишеней различного типа ряд авторов отмечает возможность генерации быстрых заряженных частиц и жесткого электромагнитного излучения /1,2/. В настоящей работе проведено исследование потоков релятивистских электронов, испускаемых плазмой, образованной при облучении плоских мишеней из А1 и Р лазерным излучением предварительных каскадов усиления установки "Дельфин-1" со следующими параметрами:  $E_L = 10 - 20$  Дж при  $\tau_L \sim 2,5$  нс,  $\lambda = 1,06$  мкм,  $q = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Измерения проводились с помощью универсального 16-канального спитиляцион-ного спектрометра. Детектирующая часть спектромет-

ра обеспечивает полное поглощение квантов с энергиями  $E_\gamma$  до 200 кэВ и электронов с энергиями  $E_e$  до 5 МэВ. Пороговая чувствительность по поглощенной энергии  $E_a$  составляет  $\sim 3$  МэВ, энергетическое разрешение при  $E_a = 100$  МэВ не превышает 4%. Телесный угол, охватываемый блоком детекторов,  $\Omega = 5 \cdot 10^{-3}$  ср при угловом расстоянии между детекторами  $3 \cdot 10^{-2}$  рад. Угол между осью блока детекторов и направлением падения лазерного излучения —  $30^\circ$ , при угле падения лазерного излучения на мишень  $5^\circ$  относительно нормали.

Проведено два цикла измерений полной энергии за одинаковыми для всех каналов поглощающими фильтрами из Al толщиной 100 и 1000 мкм. В каждом цикле проведено по 10 актов лазерного облучения мишеней и получено по 160 значений  $E_a$ , которые находятся в диапазоне 50 — 200 МэВ. Результаты измерений представлены на рис. 1. Аппроксимируя экспериментальные данные распределением Гаусса, получаем следующие значения относительного средне-



Р и с. 1. Распределения выходных сигналов детекторов, нормированные по интенсивности рентгеновского излучения:  $a_n^i$  — значение сигнала детектора  $n$  в  $i$ -том измерении,  $\bar{a}_n$  ( $\leftarrow E_a$ ) — среднее значение сигнала детектора  $n$  за серию измерений; 1 — суммарное распределение, 2 — аппроксимация его распределением Гаусса, 3 — распределение выходных сигналов детекторов, характеризующее их собственное разрешение при поглощенной энергии 50 МэВ

квадратичного разброса результатов измерений: 7% для измерений с фильтром 100 мкм и 11% - с фильтром 1000 мкм.

Рассмотрим возможные причины такого большого разброса экспериментальных данных, превышающего аппаратное разрешение в несколько раз. В области энергий квантов  $E > 10$  кэВ преобладает тормозное излучение с практически изотропной диаграммой направленности в пределах  $\Omega$ .

Экспериментально проверено, что вклад в показания детекторов тормозного излучения электронов разлета плазмы (струй) с энергиями десятки кэВ пренебрежимо мал.

Одной из причин, способной вызвать такой разброс показаний детекторов, является регистрация небольшого количества частиц или квантов, статистические флуктуации числа которых и приводят к обнаруженному разбросу. Тогда с учетом того, что  $E_a$  составляет 50 - 200 МэВ, средняя энергия таких частиц или квантов  $\tilde{E}$  должна составлять доли - единицы мегавольт. Так как данные частицы проходят через фильтры из Al с толщинами 0,1 и 1 мм, причем более толстый фильтр приводит к большему значению дисперсии, т.е. уменьшает среднее число регистрируемых частиц (в несколько раз), то можно сделать единственный вывод о том, что этими частицами являются электроны. Диапазон возможных значений их энергий  $E_e$  и количества  $N_e$  можно оценить, исходя из толщины фильтров, суммарного энерговыделения  $E_a$  и величины измеренного разброса показаний детекторов.

Введем коэффициент  $\alpha$ , характеризующий долю электронов в  $E_a$ . Тогда дисперсия распределения экспериментальных данных  $\sigma_{\text{exp}}^2$  является суммой собственной дисперсии детектора  $\sigma_d^2$  и дисперсии числа зарегистрированных детектором электронов  $\sigma_e^2$ , где  $\sigma_e^2 = 1/N_e = \tilde{E}_e / \alpha E_a$ . Варьируя значения  $\alpha$  и средней энергии электронов  $\tilde{E}_e$ , попадающих в детектор, так, чтобы их число приводило к измеренным значениям дисперсии, и учитывая долю энергии электронов, поглощенную в фильтрах, получим оценки, приведенные в табл. I. Здесь  $k = \tilde{N}_e \tilde{E}_e / E_{a1}$  - отношение энергии релятивистских электронов к энергии лазерного излучения, поглощенной плазмой ( $E_{a1}$ ).

Из табл. I видно, что количество релятивистских электронов на много порядков величины больше, чем следовало бы ожидать, ис-

ходя из максвелловского распределения "горячих" электронов с температурой  $T_e = 10 - 20$  кэВ. Это указывает на различный характер генерации "горячих" и релятивистских электронов в лазерной плазме.

Таблица 1.

Толщина фильтра	$\bar{E}_e$ , МэВ	$N_e$ (б/эл)	$K$
100 мкм	0,6 - 2,0	$(3 - 30) \cdot 10^5$	$10^{-8}$
1000 мкм	1 - 3,0	$(1 - 10) \cdot 10^5$	$10^{-8}$

Исходя из того, что значения средних энергий релятивистских электронов и их числа, полученные в обоих циклах измерений, отличаются всего в несколько раз, можно сделать вывод о том, что их функция распределения слабо зависит от энергий в области 0,1 - 1 МэВ, и затем круто спадает при энергии электронов в несколько МэВ.

В экспериментах по нагреву и сжатию высокоаспектных оболочечных мишеней на установке "Дельфин-1" /3/ регистрация релятивистских электронов проводилась указанным 16-канальным синцитиальционным спектрометром. Использовались стеклянные оболочечные мишени диаметром  $2R = 350-600$  мкм с аспектным отношением  $R/\Delta R = 150-200$  ( $\Delta R$  - толщина стенки). Эксперименты велись при уровне энергии на мишени  $\sim 1$  кДж, длительности импульса 2,5 нс и плотности мощности на мишени до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таблица 2.

№ канала	фильтр	$E_x$ , кэВ	$E_e$ , МэВ
1	200 мкм Cu	37	0,5
2	200 мкм Cu + 1000 мкм Be	37	1,0
3	200 мкм Cu + 4000 мкм Be	37	2,0

Для определения количества релятивистских электронов в трех каналах спектрометра измерялась поглощенная энергия за фильтрами, параметры которых приведены в табл. 2. Здесь  $E_x$  — энергия "отсечки" фильтра для рентгеновского излучения,  $E_e$  — энергия, начиная с которой электроны проходят через фильтр. Обнаружено, что энергоделиения в каналах 2 и 3 равны и в среднем на 30% меньше, чем в канале 1. Эти результаты позволяют оценить среднее количество релятивистских электронов, испускаемых плазмой в угол  $4\pi$ , на уровне  $(3-10) \cdot 10^5$  и суммарную энергию в диапазоне энергий электронов  $0,5-10$  МэВ —  $(2-6) \cdot 10^{-8}$  Дж, что составляет  $10^{-9} - 10^{-10}$  от энергии, поглощенной в плазме.

Так же как и для ионов мегавольтных энергий, зарегистрированных ранее /4/, причиной образования релятивистских электронов могут быть электростатические поля в лазерной плазме /5/.

Заметим, что из-за небольшого числа релятивистских электронов в рассматриваемых экспериментах их роль в прогреве ядра мишени незначительна.

Поступила в редакцию  
14 марта 1983 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. С. Armstrong et al., J. Appl. Phys., 50, 5233 (1979).
2. D. V. Giovannelli, J. F. Kephart, A. H. Williams, J. Appl. Phys., 47, 2907 (1976).
3. Н. Г. Басов и др., Квантовая электроника, 9, 385 (1982).
4. Н. Г. Басов и др., Письма в ЖЭТФ, 36, 229 (1982).
5. H. Hora, Report N 3 (1982), South Wales, Australia.